ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 AOUT 1936.

PRÉSIDENCE DE M. HENRI DOUVILLÉ.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice sur CAMILLE SAUVAGEAU par **PIERRE-AUGUSTIN DANGEARD.**

Le professeur honoraire de la Faculté des Sciences de Bordeaux, **CAMILLE SAUVAGEAU**, qui vient de mourir subitement, le 5 août dernier, était le représentant le plus qualifié de l'algololgie française ; la valeur et le grand nombre de ses découvertes, lui avaient valu les plus flatteuses distinctions de la part de diverses Académies et Sociétés savantes : il était notre correspondant depuis 1918 et il faisait partie, au même titre de l'Académie royale de Belgique, de la Société royale d'Upsal, de la Société botanique de Genève, de la Botanical Society of America, etc.

La carrière scientifique de Camille Sauvageau, si belle et si féconde, sera mieux comprise, si l'on remonte à ses origines et à son début.

Notre illustre et regretté confrère Édouard Bornet s'était attaché de très bonne heure ce jeune agrégé et docteur ès sciences naturelles, au caractère fortement trempé qui se passionnait déjà, sous sa direction, pour l'étude des Algues : il y voyait le continuateur de son œuvre et ne s'était pas trompé. Nous pouvons dire que Sauvageau était son disciple préféré, ce qui ne diminuait en rien l'affection que le Maître nourrissait à l'égard d'autres disciples ou collaborateurs qui l'entouraient, tels que Guignard, Flahault, Gomont et plusieurs autres. Nous avons eu l'honneur, il y a près de cinquante ans, d'être admis dans ce cercle de travailleurs et de jeunes savants qui fréquentaient l'appartement de la rue de la Tournelle et venaient y chercher, avec un accueil affectueux du Maître et son appui, des conseils et des renseignements pour leurs propres recherches.

Celles de Sauvageau, après avoir été orientées pendant quelques années

du côté de l'anatomie des plantes aquatiques, dont l'étude avait été négligée, et dans laquelle il montra de remarquables facultés d'observation, se portèrent également avec le même succès sur certaines questions de pathologie, de mycologie ou encore de bactériologie.

Ces recherches allaient être, à partir de 1892, consacrées presque exclusivement aux Algues marines; mais dans ce domaine quelle abondante moisson de découvertes et de faits nouveaux dont nous ne pourrons citer ici que les plus importants :

La biologie des Algues brunes, en dehors des Fucacées et des Laminariées présentait de grandes lacunes. Sauvageau a porté la lumière dans le groupe alors si peu connu des Phéosporées par ses nombreuses observations sur la structure et la reproduction des Ectocarpacées et des Sphacélariacées; elles sont devenues depuis longtemps classiques et forment la base solide sur laquelle s'appuient nos connaissances actuelles de ces groupes.

Les Laminaires, si répandues dans les régions froides et tempérées, et qui constituent les géants des mers, étaient considérées comme étant dépourvues de sexualité. Cette exception à une règle si générale dans la nature avait de quoi surprendre les naturalistes; or, en 1915 et 1916, Sauvageau démontra que ce qu'on appelle Laminaire est seulement une partie de la plante, le sporophyte, qui est précédé dans son apparition, comme chez les Cryptogames vasculaires, par le gamétophyte portant les organes mâles et femelles. La découverte de l'existence des gamétophytes et de leur rôle chez les Laminaires a eu un grand retentissement; des vérifications entreprises de toutes parts vinrent bientôt la consacrer définitivement. Notre Collègue allait maintenant s'attacher à résoudre une question de biologie marine qui n'était pas sans intriguer et surprendre tous les algologues.

De nombreuses Algues appartenant à des groupes différents apparaissent brusquement et en abondance à certaines époques de l'année, puis, après une période de végétation plus ou moins longue, elles disparaissent. On pensait que cette disparition coïncidait avec une période de vie ralentie, analogue à celle qui se produit pour les graines de Phanérogames. Sauvageau a montré que le phénomène est tout différent : avant de disparaître, l'Algue donne des zoospores qui fournissent, en germant, de petites plantes microscopiques très différentes par leur forme et leur constitution des plantes mères. Après s'être multipliées sous cette forme microscopique, elles reprennent leur forme normale, lorsque la saison redevient favorable : il s'agit donc pour ces Algues, non d'une alternance de génération, mais d'une alternance de végétation vraiment très curieuse.

Ces constatations, réalisées au milieu de grandes difficultés et au prix d'efforts nombreux et persévérants, se sont montrées riches en conséquences; elles ont modifié complètement la classification dans les groupes ainsi étudiés.

Notre Académie n'avait pas été sans apprécier à leur valeur ces découvertes accompagnées d'autres également importantes : aussi avait-elle eu la pensée de nommer Sauvageau Membre non résidant : elle l'avait proposé, pour cette haute distinction, en seconde ligne dès 1929 : elle montrait ainsi son intention de répondre, dans un avenir prochain, au vœu unanime des botanistes de sa Section.

Sauvageau lègue à sa veuve et à sa fille un nom de grand savant et de naturaliste éminent qui sera inscrit avec honneur dans les archives de la science : que ce soit pour elles, dans leur affliction, un réconfort et une consolation.

GÉOPHYSIQUE. — *Sur l'Institut de Physique du Globe de la Martinique.* Note de M. **Georges Perrier**.

J'ai visité, le 9 juillet 1936, l'Observatoire de Fort-de-France qui, avec celui du Morne des Cadets, constitue l'Institut de Physique du Globe de la Martinique.

L'Observatoire de Fort-de-France s'occupe de Météorologie, l'Observatoire du Morne des Cadets, non loin de la Montagne Pelée, de Séismologie et de Magnétisme; il surveille le volcan. Pour y accéder, il faut monter 200 mètres à pied, à partir de la route carrossable. Son emplacement est voisin de celui de l'Observatoire que M. Alfred Lacroix avait établi au cours de l'éruption de 1902-1903 et qui a fonctionné jusqu'à ces derniers temps.

Le Directeur de l'Institut, M. Romer, est secondé à Fort-de-France par M. Frolow, frère de l'ancien Ingénieur en Chef du Service des Études hydrauliques des États de Syrie, actuellement à Paris.

Il est représenté au Carbet par un jeune ingénieur du Service des Mines, faiblement rétribué (1500^{fr} par mois) et qui a une vie dure. M. Romer va souvent visiter le volcan.

Pour construire et équiper ces observatoires 4 millions ont été attribués, sur 50 millions donnés par la Métropole à la Colonie. Mais il semble que

les services que peut rendre cet Institut pour la surveillance du volcan ne sont pas suffisamment appréciés.

Une partie des plus importantes de sa tâche est de prévoir les cyclones. Or il lui vient très peu de renseignements de l'Est et du Sud-Est. Des organisations géophysiques à la Guadeloupe et à la Guyane seraient indispensables. M. Romer n'a pu encore aller étudier les soufrières de la Guadeloupe, même en permission : il faudrait l'autorisation de Paris.

Dans une salle de l'Observatoire de Fort-de-France, au-dessus de la porte d'entrée, se trouve une grande plaque de bronze divisée en deux parties : à gauche, un beau médaillon de M. A. Lacroix, à droite, une vue de la Montagne Pelée. J'ai vu trois baromètres Fortin, deux baromètres anéroïdes enregistreurs, que M. Romer dit supérieurs aux Fortin s'ils sont bien réglés, des indicateurs de vitesse et de direction des vents (ceux de la Maison Richard sont encore les meilleurs), un poste récepteur et émetteur de T. S. F. qui communique avec le poste du Morne des Cadets, le registre des observations journalières, etc. Tous les bâtiments sont en ciment armé, y compris la tour des anémomètres, d'où l'on a une belle vue sur Fort-de-France. Un pavillon séparé a été construit pour études géologiques et analyses des gaz du volcan. Le terrain a été acheté par le Gouvernement, mais l'Observatoire a dû en rembourser le prix. Il y a quelques pâturages, des bestiaux, etc.

Au Morne des Cadets sont les séismographes, les enregistreurs magnétiques, etc.

M. Frolow a survolé l'île pour faire des photographies aériennes du nouveau dôme de la Montagne Pelée.

Le ciel est peu favorable à des observations astronomiques.

Il n'existe pas de cartes exactes et récentes de l'île. L'hydrographie des côtes n'est pas au courant.

Le Colonel d'artillerie coloniale Perrier, aujourd'hui Général de brigade, qui a commandé le groupe des Antilles et de la Guyane, aurait voulu provoquer l'envoi d'une Mission du Service géographique de l'Armée, mais cette idée n'a pas eu de suites.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Le Portugal hydrologique et climatique*. Première Partie : *Climatologie et Hydrologie du* Portugal. Deuxième Partie : *Les Eaux et les Stations thermales du* Nord du Portugal. Troisième Partie : *Les Eaux et les Stations thermales du* Centre du Portugal.

2° Deux Volumes de *Reports on the Present Tendencies in the Development of Mathematical Teaching in Japan*.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les fonctions multivalentes d'ordre p.* Note (¹) de M. **Miécislas Biernacki.**

J. E. Littlewood a établi (²) que si une fonction

$$f(z) = a_1 z + \ldots + a_n z^n + \ldots$$

est holomorphe et univalente dans le cercle $|z| < 1$, on a, en posant $z = re^{i\varphi}$,

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} |f(re^{i\varphi})|^\lambda \, d\varphi \leqq |a_1|^\lambda . \lambda \int_0^r r^{\lambda-1}(1-r)^{-2\lambda}\, dr \qquad (\lambda > 0),$$

$$|a_n| < |a_1| . en.$$

S. Mandelbrojt a trouvé (³) une démonstration très simple de ces inégalités. Je me propose d'établir des inégalités analogues (un peu moins précises) dans le cas où $f(z)$ est multivalente d'ordre p (⁴). En essayant d'appliquer la méthode de M. Littlewood, on rencontre quelques difficultés; au contraire, la démonstration de M. Mandelbrojt, s'étend aisément au cas où p est plus grand que *un*. Si $f(z)$ est holomorphe et sans zéro dans

(¹) Séance du 18 août 1936.

(²) *Proc. Lond. Mat. Soc.*, 2ᵉ série, 23, 1925, p. 481-519.

(³) *Bull. des Sciences math.*, 2ᵉ série, 58, 1934, p. 185-200.

(⁴) P. Montel, *Leçons sur les fonctions univalentes ou multivalentes*, Paris, p. 4.

l'anneau $r_i < |z| < r_{i+1}$, on a, d'après M. Mandelbrojt,

$$(1) \qquad \int_0^{2\pi} |f(r_{i+1}e^{i\varphi})|^\lambda d\varphi - \int_0^{2\pi} |f(r_i e^{i\varphi})|^\lambda d\varphi = \lambda \int_{r_i}^{r_{i+1}} \frac{dr}{r} \int_C \rho^\lambda \, d\theta,$$

où C désigne la courbe transformée de $|z| = r$ par $Z = f(z)$, courbe parcourue dans le sens qui correspond aux φ croissants et où ρ, θ sont des coordonnées polaires des points de C. Soient $r_1 = 0, r_2, r_3, \ldots$ les modules, rangés dans l'ordre croissant, des zéros de $f(z)$ situés dans le cercle $|z| < 1$. Si r_s est le plus grand des modules qui ne dépassent pas r, remplaçons dans (1) l'indice i successivement par $1, 2, \ldots, s-1$, puis r_i par r_s et r_{i+1} par r et ajoutons membre à membre les s égalités obtenues, il vient

$$(2) \qquad \int_0^{2\pi} |f(re^{i\varphi})|^\lambda d\varphi = \lambda \int_0^r \frac{dr}{r} \int_C \rho^\lambda \, d\theta.$$

Désignons par $M_1, M_2, \ldots, M_n$ les points d'intersection d'une demi-droite $\theta = \text{const.}$ avec $C(OM_1 < OM_2 < \ldots < OM_n)$ et posons $\varepsilon_i = +1\,(-1)$, si un point qui décrit C lorsque φ croît traverse en M_i la demi-droite en tournant dans le sens positif (négatif) autour de l'origine ([1]). $f(z)$ étant holomorphe et p-valente, on aura

$$0 \leq \sum_{i=k}^{n} \varepsilon_i \leq p \qquad (k = 1, 2, \ldots, n)$$

et, en appliquant le lemme d'Abel,

$$\sum_{i=1}^{n} \varepsilon_i (OM_i)^\lambda \leq p (OM_n)^\lambda$$

donc, d'après (2),

$$(3) \qquad \int_0^{2\pi} |f(re^{i\varphi})|^\lambda d\varphi \leq p\lambda \int_0^r \frac{dr}{r} \int_0^{2\pi} (OM_n)^\lambda \, d\theta.$$

Or M. L. Cartwright a établi ([2]) l'inégalité

$$(4) \qquad OM_n < A(p)\, \mu_q (1-r)^{-2p},$$

où $A(p)$ [de même que $A_1(p)$, $A_2(p)$, $A_3(p)$ dans les formules qui suivent]

([1]) On suppose que la demi-droite n'est pas tangente à C et qu'elle ne contient pas de points multiples de cette courbe.

([2]) *Math. Annalen*, **111**, 1935, p. 99.

désigne un nombre qui ne dépend que de p, où q est le nombre des zéros de $f(z)$ dans le cercle $|z| < 1$ [1] et où l'on a posé

$$\mu_q = \text{Max}(|a_1|, |a_2|, \ldots, |a_q|).$$

Puisque $f(0) = 0$, on déduit de (4), en utilisant le lemme de Schwarz, l'inégalité

$$\text{(5)} \qquad OM_n < A_1(p)\,\mu_q r(1-r)^{-2p}.$$

Les inégalités (3) et (5) fournissent le résultat annoncé :

$$\text{(6)} \qquad \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} |f(re^{i\varphi})|^\lambda d\varphi < \mu_q^\lambda p\lambda A_1^\lambda(p) \int_0^r r^{\lambda-1}(1-r)^{-2p\lambda} dr \qquad (\lambda > 0).$$

En posant dans (6) $\lambda = 1$ on aura

$$\text{(6')} \qquad \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} |f(re^{i\varphi})|\, d\varphi < \mu_q A_2(p)(1-r)^{-(2p-1)}.$$

Si $r = 1 - 1/n$ on déduit de (6') l'inégalité

$$\text{(7)} \qquad |a_n| < \mu_q A_3(p)\, n^{2p-1}.$$

L'exemple de la fonction $z^p(1-z)^{-2p}$ montre qu'il n'est pas possible de remplacer dans (6') et (7) le nombre $2p-1$ par un nombre plus petit.

ASTRONOMIE. — *Sur l'origine des comètes*. Note [2] de MM. **Paul Bourgeois** et **Jacques-F. Cox**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Nos recherches sur la répartition des orbites des comètes faisant entrevoir un rôle privilégié du plan galactique [3], nous avons rapporté les orbites de notre catalogue [4] à ce plan de référence et déterminé les valeurs N et j d'éléments analogues aux angles ☊ et i relatifs à l'écliptique et utilisés habituellement. M. Magis, calculateur à l'Observatoire d'Uccle, nous a grandement aidés dans l'exécution de ces calculs.

---

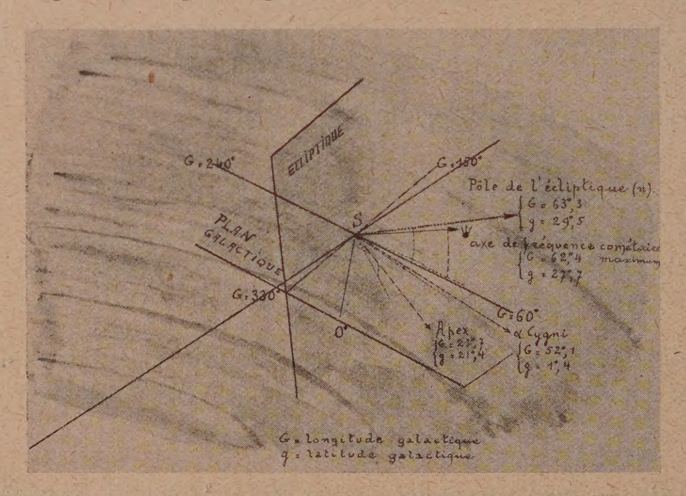
(1) Un zéro multiple d'ordre k est compté k fois.

(2) Séance du 18 août 1936.

(3) *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 324; *Bulletin astronomique*, **9**, fasc. VII-VIII-IX, 1936, p. 349.

(4) *Bulletin astronomique*, **8**, fasc. V, 1934, p. 277.

C'est la corrélation entre l'excentricité et l'inclinaison i qui a retenu notre attention; on sait que cette corrélation est nettement marquée; quand on introduit l'élément j au lieu de l'inclinaison i, on constate une accumulation des j autour de la valeur 60° correspondant à la position de l'écliptique; on constate simultanément l'existence d'une relation fort nette entre l'excentricité et le nouvel élément N; cette relation se manifeste de la manière suivante : pour les excentricités inférieures à 0,96, par l'exclusion des valeurs de N définissant d'autres directions que celles déterminées par l'axe galactique 150-330°; on se rapproche progressi-



vement d'une répartition au hasard lorsque l'excentricité passe de 0,96 à 1, puis de 1 à 1,02. Nous examinerons ultérieurement le cas des orbites paraboliques, nécessairement moins intéressantes et moins démonstratives, puisque la valeur de l'excentricité résulte, *a priori*, pour elles d'un procédé de calcul; la répartition des périhélies fera l'objet d'un autre travail.

Ces faits s'interprètent facilement, selon nous, par la théorie de l'origine galactique de la matière cométaire; ils la confirment. Seules certaines vitesses de pénétration dans la sphère d'activité du Soleil, d'ailleurs comprises entre des bornes assez serrées, pourraient donner lieu aux comètes observables; les grandes excentricités correspondent aux plus grandes vitesses de ce domaine, les excentricités faibles aux plus petites.

Considérées comme des vecteurs sensiblement parallèles au plan galactique, ces vitesses relatives d'entrée déterminent avec le centre du Soleil

la position du plan de l'orbite cométaire ; seuls ceux de ces vecteurs vitesse perpendiculaires aux lignes de courant de la galaxie pourraient donc donner naissance aux orbites elliptiques observées.

La relation statistique classique décelée entre l'excentricité et l'inclinaison i résulterait de la position relative du plan galactique et de l'écliptique ; ce dernier est fort voisin du plan moyen des orbites des grosses planètes et de l'équateur solaire ; peut-être cet ensemble en mouvement dans un milieu résistant est-il soumis à des lois analogues à celles qu'Avanzini et Jœssel ont formulées pour les fluides ; notre conception accorde une importance cosmogonique à la corrélation décelée entre l'excentricité de l'orbite des petites planètes et l'inclinaison i, élément peu modifiable par les perturbations.

Il n'est pas sans intérêt de constater, à cet égard, que le plan de l'écliptique est sensiblement perpendiculaire au plan moyen des étoiles doubles à longues périodes comme à celui des algolides.

ASTROPHYSIQUE. — *Proportion de lumière polarisée dans la couronne solaire.* Note [1] de MM. **Jean Dufay** et **Henri Grouiller**, transmise par M. Charles Fabry.

1. Nous avons décrit [2] la méthode spectrale utilisée pendant l'éclipse totale du 31 août 1932 pour mesurer la proportion de lumière polarisée dans la couronne solaire et nous avons indiqué les premiers résultats tirés de l'étude de nos clichés. Nous ferons connaître, dans cette Note, les résultats définitifs de nos mesures et nous les comparerons aux prévisions théoriques.

En tenant compte de la largeur finie de la fente du spectrographe et de la fente d'analyse du microphotomètre, qui tendent à diminuer le contraste des cannelures de nos spectres, nous sommes conduits à majorer les proportions de lumière polarisée de quantités variables suivant la longueur d'onde, mais toujours inférieures à 0,015 vers 4000 Å et à 0,04 vers 5700 Å.

Ces corrections suffisent à faire disparaître toute variation systématique de la proportion de lumière polarisée en fonction de la longueur d'onde,

---

(1) Séance du 18 août 1936.

(2) *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1574.

au moins pour les distances au bord solaire inférieures à 20′. Entre 3900 et 5700 Å, les écarts observés d'une radiation à l'autre atteignent rarement 0,03 et paraissent tout à fait fortuites. *La proportion de lumière polarisée est donc pratiquement indépendante de la longueur d'onde dans toute la région spectrale étudiée.*

2. On peut ainsi, pour chaque distance au bord solaire *d*, prendre la moyenne des mesures relatives à toutes les cannelures. Le Tableau ci-dessous donne séparément les valeurs de la proportion de lumière polarisée P obtenues des deux côtés du Soleil (chiffres non entre parenthèses).

d.......	2′,0.	3′,4.	4′,8	7′,9.	10′,7.
1000 P : Ouest...	134 (137)	157 (162)	169 (175)	276 (293)	263 (288)
1000 P : Est.....	137 (141)	142 (147)	164 (172)	258 (279)	266 (300)

d.......	13′,5.	16′,5.	19′,0.	21′,9.	24′,6.
1000 P : Ouest...	247 (283)	262 (321)	191 (249)	154 (211)	138 (200)
1000 P : Est.....	254 (305)	222 (289)	185 (256)	–	–

Comme nous l'avions indiqué précédemment, la proportion de lumière polarisée atteint un maximum voisin de 0,26 vers 10′ du bord et ce maximum est très plat.

3. Ce résultat a été confirmé par J. J. Johnson pendant l'éclipse du 14 février 1934 ([1]). Ses mesures visuelles, faites en lumière totale avec un polarimètre de Lyot modifié, ont donné des nombres croissants de 0,17 à 0,28 de 1′ à 8′,5 du bord. Cependant la courbe figurant les variations de *p* en fonction de *d* monte plus rapidement que la nôtre. Il est très possible qu'elle se déforme d'une époque à l'autre et même diffère, à un instant donné, suivant le diamètre considéré. Celui que nous avons étudié en 1932 correspondait précisément à la plus grande extension de la couronne, c'est-à-dire à la décroissance la plus lente de la brillance.

Il est intéressant de rapprocher d'autre part les nombres trouvés près du bord solaire de ceux que B. Lyot a obtenus sur le spectre continu des protubérances ([2]). Dans ce dernier cas la polarisation est aussi radiale et la proportion de lumière polarisée est voisine de 0,15. Du point de vue de la polarisation, il semble donc y avoir continuité entre les deux phénomènes.

4. Loin du bord solaire, la brillance de l'atmosphère représente déjà une fraction importante de celle de la couronne. Nous avons cherché à

([1]) *Publications Astronomical Society Pacific*, **46**, 1934, p. 226.

([2]) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 392.

évaluer l'effet produit par cette superposition en supposant négligeable la polarisation au voisinage du Soleil, sur laquelle nous n'avons pas de données précises pendant les éclipses totales. D'après les mesures photométriques de MM. A. de la Baume-Pluvinel et P. Barbier (1), faites pendant l'éclipse du 31 août 1932, la brillance était pratiquement la même sur le ciel autour de la couronne et sur le disque même de la Lune. On peut donc supposer la brillance atmosphérique uniforme en tous points de la couronne et les mesures de MM. de la Baume-Pluvinel et Barbier permettent de corriger nos observations. Les nombres obtenus figurent entre parenthèses dans le Tableau précédent.

Le maximum de p dépasse maintenant un peu 0,30 et la décroissance pour de grandes valeurs de d se trouve très ralentie.

5. La proportion de lumière polarisée étant indépendante de la longueur d'onde et la courbe d'énergie paraissant identique à celle du Soleil (2), on peut attribuer le spectre continu de la couronne à une diffusion neutre de la lumière solaire (électrons libres). Mais les proportions de lumière polarisée calculées par Minnaërt (3) en admettant que la densité des électrons varie en raison inverse d'une puissance n de la distance au centre du Soleil ($n = 2, 4, 6, 8$), sont toujours très supérieures aux valeurs observées et, dans aucun cas, le maximum ne saurait être inférieur à 0,50.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur le calcul approché de la précession des équinoxes.* Note (4) de M. **Jean Chazy**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Différents auteurs, entre autres Klein et Sommerfeld (5) et Fatou (6), ont cherché à présenter diverses propositions de Mécanique céleste concernant le mouvement des nœuds et des périastres des planètes et des satellites et les phénomènes de précession et de nutation, sous la forme la plus élémentaire possible. En réduisant chaque problème à un problème de Mécanique rationnelle très simple, on retrouve ainsi par une voie intuitive et au

---

(1) *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1345.
(2) W. Grotrian, *Zeischrift für Astrophysik*, 3, 1931, p. 199.
(3) *Zeitschrift für Astrophysik*, 1, 1929, p. 209.
(4) Séance du 18 août 1936.
(5) *Die Theorie des Kreisels*, Heft 3, Leipzig, 1903, p. 633-663.
(6) *Acta astronomica*, 2, 1931, p. 101-174.

point de vue qualitatif des résultats classiques, et l'on obtient pour certains de bonnes valeurs approchées.

On forme notamment une valeur approchée satisfaisante de la précession des équinoxes dans les hypothèses suivantes. On suppose d'une part que le Soleil et la Lune ont, par rapport à la Terre, des mouvements circulaires dans le plan de l'écliptique, et l'on réduit d'autre part le renflement équatorial de la Terre à une circonférence d'équateur de masse convenable, c'est-à-dire qu'on remplace la Terre par un corps solide T formé d'une sphère de volume homogène de rayon R, de centre O, et d'une circonférence E homogène de masse m, disposée suivant un grand cercle : si en effet on suppose que la Terre est un solide de révolution de centre O, la répartition des masses n'intervient dans le mouvement de ce solide autour de son centre O et dans l'approximation considérée que par les moments d'inertie polaire et équatorial en O, soient C et A.

Klein et Sommerfeld ont supposé en outre le mouvement de précession régulier, c'est-à-dire que l'axe de révolution du solide T fait un angle constant avec le plan de l'écliptique : or une telle hypothèse établit deux relations d'égalité entre les six conditions initiales du mouvement du solide T autour du centre O; et l'on obtient la même valeur approchée de la précession en appliquant à ce mouvement, non pas dans un cas particulier, mais dans son cas général la théorie de l'effet gyroscopique devenue classique aujourd'hui, et en vérifiant que les conditions initiales satisfont aux deux inégalités fondamentales de cette théorie. D'une part à l'instant initial la rotation instantanée $\vec{\omega}$ du solide T autour de son centre O et le moment cinétique en O, qui diffèrent très peu en direction puisque le rapport C/A est très voisin de l'unité, sont tous deux très voisins de l'axe de révolution. D'autre part, le rapport C/A étant voisin de l'unité, le quotient par la rotation ω de la quantité obtenue pour la vitesse de précession ψ' est très petit. Il résulte notamment de la discussion classique que la première des deux circonstances précédentes subsiste pendant tout le mouvement, tandis que Poinsot, supposant seulement que la Terre est un solide de révolution, déduit le même résultat des observations.

Le potentiel d'où dérive l'attraction exercée sur la circonférence E par le point matériel auquel est réduit le Soleil, est par approximation, et pour un choix convenable des origines,

$$U = \frac{\mu m}{a} + \frac{\mu m R^2}{4a^3}[1 - 3\sin^2\theta\cos^2(\psi - nt)],$$

μ désignant le coefficient attractif du Soleil, a sa distance à la Terre, n sa vitesse angulaire et θ l'obliquité de l'écliptique. Dès lors la théorie connue donne la valeur approchée de la vitesse de précession ψ' par l'équation

$$(1) \qquad C\omega \sin\theta\psi' = \frac{\partial U}{\partial \theta} = -\frac{3\mu m R^2}{2a^3} \sin\theta\cos\theta\cos^2(\psi - nt).$$

D'où, compte tenu des relations et valeurs approchées

$$\frac{mR^2}{2} = C - A, \qquad \mu = n^2 a^3, \qquad \frac{n}{\omega} = \frac{1}{366,25}, \qquad \frac{C-A}{C} = \frac{1}{305}, \qquad \cos\theta = 0,92,$$

la précession annuelle due à l'action du Soleil $-16'',01$. D'après l'équation (1) elle-même, on obtient la précession due à l'action de la Lune en multipliant la précédente par le rapport direct des masses et par le rapport inverse des cubes des distances, soit par le nombre 2,17 : d'où la valeur moyenne $-34''74$, et la précession annuelle totale $-50''75$, qui est une bonne approximation du nombre classique $-50'',26$.

Selon l'analogie indiquée par Newton, le même calcul s'applique à la période, voisine de 18 ans 2/3, du mouvement rétrograde des nœuds de l'orbite lunaire sous l'action du Soleil.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La loi de la gravitation et le déplacement parallèle.* Note [1] de M. **Jean Mariani**, présentée par M. Paul Langevin.

J'ai montré [2] comment on peut obtenir la loi différentielle du mouvement d'un point matériel libre dans un champ de gravitation quelconque au moyen de la théorie des groupes de mouvements irrotationnels finis et continus de S. Lie; je me propose de démontrer maintenant que la loi einsteinienne de la gravitation dans le vide

$$(1) \qquad R_{ik} = 0$$

se déduit de cette loi de mouvement et, par conséquent, des groupes précédents; en effet, si les ξ_i sont les composantes du vecteur vitesse d'univers du point matériel considéré, on a

$$(2) \qquad \xi_{i,k} + \xi_{k,i} = S_{ik} = 0; \qquad \xi_{i,k} - \xi_{k,i} = 0;$$

---

(1) Séance du 18 août 1936.

(2) *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 2009-2011.

d'où

(3) $\xi_{i,k}=0$ et de même $\xi_{i,rk}=0$;

or un calcul facile ([1]) montre que l'on a

(4) $$\xi_{i,rk}=-\xi_h R^h_{kir}=0;$$

mais (4) représente les conditions d'intégrabilité de (3), lesquelles sont ainsi automatiquement satisfaites; il y a maintenant deux alternatives : ou bien

(5) $$R^h_{kir}=0,$$

en sorte que l'espace-temps est euclidien, solution banale que nous rejetons; ou bien (4) a lieu sans que (5) soit vérifié, ce qui est possible, car les ξ_i ne sont pas des vecteurs arbitraires, mais satisfont à l'équation

(6) $$\sum_{1}^{i}\xi_i\xi^i=1;$$

on a donc à résoudre l'équation (4) sous la condition (6); or les équations (3) admettent quatre solutions particulières ξ^a_i en sorte que $\xi_i=\Sigma c_a\xi^i_a$, ce qui donne les quatre conditions d'intégrabilité

(7) $$\xi^a_h R^h_{kir}=0;$$

de même les conditions (6) sont remplacées par

(8) $$\xi^a_h\xi^r_a=\delta^r_h=g^r_h \quad \text{ou} \quad g_{rh}=\sum_a \xi^a_r\xi^a_h \quad ([2]).$$

Si les relations (7) sont vérifiées, on a également

(9) $$\xi^a_h\xi^r_a R^h_{kir}=0,$$

ce qui donne au moyen de (8)

(10) $$g^r_h R^h_{kir}=R_{ki}=0,$$

c'est-à-dire la loi einsteinienne de la gravitation dans le vide; la réciproque est aisée à démontrer.

([1]) EISENHART, *Continuous groups of transformations* (*Princeton University Press*, 1933, p. 213).

([2]) EISENHART, *loc. cit.*, p. 194.

ACOUSTIQUE. — *Sur l'absorption des ondes élastiques dans les fluides.* Note (¹) de M. **René Lucas**, présentée par M. Paul Langevin.

L'absorption des ondes élastiques de haute fréquence a fait l'objet de recherches expérimentales (²) qui ont montré que l'affaiblissement du son est, pour les liquides, beaucoup plus important que celui prévu par la théorie de Stokes et Kirchhoff. Cette absorption n'est pas accompagnée de dispersion de la vitesse du son.

J'ai signalé (³) que cet écart peut être lié à l'hétérogénéité microscopique du liquide et entraîner l'existence d'un effet de diffusion du son qui a été effectivement observé (⁴).

En utilisant un mélange de nitrobenzène et d'hexane constituant une phase unique mais voisine de l'état critique, j'ai constaté que l'absorption des u. s. devient extrêmement intense (peut-être 30 fois plus grande) que celle de l'un ou l'autre des constituants du mélange. Ceci prouve le rôle important des fluctuations de composition du liquide dans la grandeur de l'absorption. Dans le cas d'un *liquide pur*, on peut préciser le rôle des fluctuations de densité d'après la théorie de Stokes et montrer que ces fluctuations peuvent entraîner une augmentation notable du coefficient d'absorption.

Il est commode d'utiliser l'expression donnée par Rayleigh, qui exprime le travail W des forces de viscosité développé par le mouvement du fluide par unité de volume et par unité de temps,

$$W = \lambda\theta^2 + \eta\left[2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right]$$

avec

$$\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

(u, v, w composantes de la vitesse; λ et η coefficients de Stokes).

(¹) Séance du 18 août 1936.

(²) P. Biquard, *Thèse*, Paris, 1935.

(³) R. Lucas, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1172.

(⁴) P. Biquard, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 127.

Si le fluide, au lieu d'être parfaitement homogène présente des régions ou la densité ρ diffère de la densité moyenne ρ_0 nous admettons qu'en ces points l'amplitude de déplacement du fluide se trouve modifiée. Si $m = \sqrt{\rho_0/\rho}$ l'amplitude locale a sera, vis-à-vis de l'amplitude moyenne a_0, donnée par la relation $a = ma_0$ (dans le cas d'un mouvement harmonique et en supposant la fluctuation de densité indépendante du temps).

Une onde élastique plane (dans un milieu homogène) se propageant suivant ox dissipera dans un volume élémentaire $d\tau$ la puissance

$$dW = \left\{ (\lambda + 2\eta)\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \eta\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right]\right\} d\tau,$$

en négligeant les contributions du second ordre dues aux irrégularités de forme de la surface d'onde.

Comme

$$u = \frac{\partial a}{\partial t} = m\,\frac{\partial a_0}{\partial t},$$

$$\frac{dW}{d\tau} = (\lambda + 2\eta)\left[m^2\left(\frac{\partial^2 a_0}{\partial x\,\partial t}\right)^2 + \frac{\partial m^2}{\partial x}\,\frac{\partial a_0}{\partial t}\,\frac{\partial^2 a_0}{\partial x\,\partial t}\right]$$
$$+\left(\frac{\partial a_0}{\partial t}\right)^2\left\{(\lambda + 2\eta)\left(\frac{\partial m}{\partial x}\right)^2 + \eta\left[\left(\frac{\partial m}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial m}{\partial z}\right)^2\right]\right\}.$$

Pour une onde sinusoïdale d'amplitude A_0 de pulsation ω

$$\frac{dW}{d\tau} = (\lambda + 2\eta)\,\frac{m^2}{2}\left(\frac{A_0\omega^2}{V}\right)^2 + A_0^2\,\omega^2\left(\frac{\lambda + 4\eta}{3}\right)\left(\frac{\partial m}{\partial r}\right)^2,$$

V vitesse du son, et en posant

$$\left(\frac{\partial m}{\partial x}\right)^2 = \left(\frac{\partial m}{\partial y}\right)^2 = \left(\frac{\partial m}{\partial z}\right)^2 = \frac{1}{3}\left(\frac{\partial m}{\partial r}\right)^2 \qquad (r^2 = x^2 + y^2 + z^2),$$

la puissance perdue par unité de volume sera

$$W = \int_{\tau=0}^{\tau=1} dW = \left(\frac{\lambda + 2\eta}{2}\right)\left(\frac{A_0\omega^2}{V}\right)^2\int_0^1 m^2\,d\tau + A_0^2\,\omega^2\left(\frac{\lambda + 4\eta}{3}\right)\int_0^1\left(\frac{\partial m}{\partial r}\right)^2 d\tau.$$

La quantité $\int m^2\,d\tau$ peut s'exprimer en fonction de la condensation s du fluide $\rho = \rho_0(1 + s)\,m^2 = \frac{1}{1+s}$ et en se limitant au second ordre

$$\int_0^1 m^2\,d\tau = 1 + \int s^2\,d\tau.$$

Si l'on attribue les fluctuations de densité (supposées fixes jusqu'ici) à un système d'ondes longitudinales de Debye, l'expression $\int s^2 d\tau$ est liée à la densité d'énergie élastique du liquide équivalente à l'énergie thermique. Si W_t est la densité d'énergie de ces ondes

$$W_t = \rho_0 V^2 \int_0^1 S^2 d\tau = \frac{4\pi}{V^3} \int_0^{\nu_l} \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu,$$

ν_l fréquence limite des ondes de fréquence ν; h, k, T ont la signification usuelle des constantes du rayonnement. On déduit finalement le coefficient d'absorption α_a de l'amplitude élastique

$$\alpha_a = \frac{W}{\rho_0 V A_0^2 \omega^2} = \left(\frac{\lambda + 2\eta}{2}\right) \frac{\omega^2}{\rho_0 V^3} \left[1 + \frac{4\pi}{\rho_0 V^5} \int_0^{\nu_l} \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu\right] + \frac{\lambda + 4\eta}{3\rho_0 V} \int_{\tau=0}^{\tau=1} \left(\frac{\partial m}{\partial \nu}\right)^2 d\tau$$

au lieu de $\frac{(\lambda + 2\eta)}{2} \frac{\omega^2}{\rho_0 V^3}$ de la théorie classique.

Suivant les valeurs de $\nu_l \rho_0 VT$ le premier terme correctif peut atteindre une valeur notable vis-à-vis de l'unité, au voisinage du point critique par exemple le coefficient α_a devient infini.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur la vibration transversale circulaire d'un cylindre creux de quartz*. Note [1] de MM. **Ny Tsi-Ze** et **Fang Sun-Hung**, transmise par M. Charles Fabry.

Nous avons [2] montré qu'un cylindre creux de quartz, dont l'axe est parallèle à l'axe optique du cristal, peut être mis en vibration dans un circuit électrique comme une lame piézoélectrique. Il possède, en général, cinq fréquences fondamentales parmi lesquelles celle qui correspond à la vibration transversale circulaire est la plus facilement excitée. Nous allons préciser, dans cette Note, ce dernier mode de vibration.

Un cylindre creux de quartz vibre le long de la circonférence de sa section droite en trois ou six segments suivant la valeur du rapport de son rayon intérieur r au rayon extérieur R et chacun se compose d'une région de condensation et d'une région de dilatation. Quand le rapport r/R est inférieur à 0,5, il vibre en trois segments et les résultats de nos expériences

(1) Séance du 18 août 1936.

(2) *Nature*, **134**, 1934, p. 214; *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 565.

ont montré que sa fréquence propre satisfait à la relation

$$f = \frac{260}{\frac{\pi}{3}(r + R)} \text{ kc. sec. ;}$$

si le rapport r/R devient supérieur à 0,5 le cylindre vibre en six segments et sa fréquence propre satisfait à la relation

$$f = \frac{277}{\frac{\pi}{6}(r + R)} \text{ kc. sec.}$$

Les nombres 260 et 277 sont les moyennes de ceux d'une vingtaine de cylindres étudiés, le rapport r/R ayant varié de 0,23 à 0,83. Ils sont assez voisins de la constante 273 d'une lame de quartz piézoélectrique vibrant dans la direction perpendiculaire aux axes optique et électrique.

Un cylindre creux de quartz vibrant le long de la circonférence a été adopté comme étalon primaire de fréquence par Dye et Essen ([1]) en Angleterre. En effet la variation de fréquence d'un oscillateur cylindrique avec la température peut être rendue beaucoup plus faible que celle d'une lame de quartz piézoélectrique taillée à la Curie.

Les oscillations de l'oscillateur cylindrique dont le coefficient de température est à déterminer sont superposées à celles d'un quartz piézoélectrique de fréquence identique ou voisine maintenu à une température constante de manière à produire des battements. La fréquence des battements ainsi obtenus est mesurée par battement avec un oscillateur étalonné de fréquences acoustiques. La variation de fréquence avec la température d'une vingtaine de cylindres a été étudiée de cette façon et la température a varié de 14° à 80°C. Nous sommes arrivés aux résultats suivants :

Un cylindre qui vibre en trois segments a un coefficient de température positif et celui qui vibre en six segments a un coefficient négatif. Quand le rapport r/R se rapproche de la valeur 0,5 dans un sens ou l'autre, le coefficient de température diminue toujours en valeur absolue. Pour un cylindre dont le rapport r/R est très voisin de 0,5, le coefficient de température est seulement de quelques dix-millionièmes par degré à la température ambiante, il devient pratiquement nul dans un intervalle de 10° au voisinage de 45°C., puis il change de signe quand la température s'élève.

Un oscillateur cylindrique de quartz dont le rapport des deux rayons est voisin de 0,5 a donc un coefficient de température 100 fois plus faible que celle d'une lame de quartz piézoélectrique. Le fait que le rapport des

([1]) *Nature*, 135, 1935, p. 1076.

rayons doit être voisin de la valeur particulière 0,5 ne restreint nullement l'utilisation des oscillateurs cylindriques. En effet, puisque la fréquence propre dépend de la somme de deux rayons et non de leur rapport, pour une fréquence donnée dans un intervalle assez large on peut toujours réaliser un oscillateur cylindrique de coefficient de température nul.

GÉOLOGIE. — *Sur une zone d'accidents principalement à noyaux de roches éruptives dans le Haut-Atlas, à l'Est de Marrakech.* Note de M. **Édouard Roch**, présentée par M. Charles Jacob.

Tel que l'a décrit M. L. Moret [1], le Haut-Atlas de Marrakech montre, par suite des mouvements tertiaires : au-dessus d'un socle ancien, rigide, une couverture de terrains posthercyniens, ployée en larges synclinaux séparés par des anticlinaux aigus, ayant dégénéré parfois en flexures parallèles à la direction générale de la chaîne. On connaît bien celles-ci sur le versant septentrional du Massif Central du Haut-Atlas, émergé pendant le Lias et le Jurassique. Elles affectent le Paléozoïque, le Permo-Trias et le Crétacé.

Dans la région comprise entre Demnat et la Haute Vallée de l'Oued Imdrass, les montagnes sont, par contre, formées en grande partie de calcaires liasiques et bajociens. Leur tectonique est compliquée par l'apparition soudaine de pointements de roches éruptives paraissant être montées à travers les couches en les bousculant. Certains pointements s'alignent sur plus de 150^{km} le long d'un *Grand Accident* dont l'axe est sinueux ; d'autres en sont indépendants. J'étudierai quatre séries de coupes échelonnées de l'Ouest vers l'Est le long de cet axe.

1° *Région du Djebel Amerziaz.* — Le Gothlandien fossilifère arrive en contact avec le Lias soit directement, soit par l'intermédiaire du Permo-Trias gréseux ou par celui de la roche éruptive basique (basalte doléritique le plus souvent) qui le surmonte. Dans la cluse d'Agouti n'Aït Manah, une esquille de Paléozoïque s'est logée entre le Permo-Trias sédimentaire et la roche éruptive. Dans la cluse de l'Asif n'Arrous, celle-ci supporte des argiles roses à gypse et des cargneules, roches non connues dans l'Atlas de Marrakech d'où le Lias est absent : les argiles injectent les calcaires du Lias inférieur.

2° *Région du Djebel Azourki.* — Au Tizi n'Tirist, le basalte doléritique, emballé dans des argiles roses à gypse, accompagné de cargneules, de dolomies noires et de brèches, est recouvert par les calcaires du Domérien supérieur, ployés en voûte brusque. Même dispositif à l'extrémité occidentale du Djebel Aïoui.

---

[1] L. Moret, *Recherches géologiques dans l'Atlas de Marrakech* (*Mémoires du Service des Mines et de la Carte Géologique du Maroc*, 1931).

3° *Région de Zaouia Ahansal.* — La roche éruptive est logée cette fois-ci entre le Domérien supérieur formé de calcaires massifs et les grès argileux toarciens. A Assemsouk, tout se passe comme si elle avait soulevé le Domérien supérieur pour s'insérer ensuite au contact entre le Toarcien et l'Aalénien-Dogger.

4° *Région de l'Imdrass.* — L'Aalénien-Dogger recouvre directement à Aït Atto ou Moussa le basalte et les roches qui lui sont associées. Un dispositif identique est réalisé à Almou n'Timdouine Arrater.

Entre les points cités précédemment, ni la roche éruptive ni les argiles rouges n'apparaissent; leurs affleurements sont reliés les uns aux autres par une voûte fermée, plus ou moins aiguë jouant dans les terrains sédimentaires.

Il existe, soit au Nord de cette ligne remarquable, par exemple à Talmest et à Selloul, soit au Sud, comme à Aguern Tissent, des phénomènes identiques à ceux qui viennent d'être signalés, à cela près qu'ils tournent court au bout d'une dizaine de kilomètres.

Pour ces derniers, le terme de *diapir* convient absolument, en ce sens que la roche éruptive, accompagnée d'argiles roses à gypse, de cargneules, de dolomies noires, de brèches, a percé à travers [1] soit les calcaires du Domérien, soit les argiles et les grès du Toarcien, soit les marno-calcaires de l'Aalénien-Dogger, en provoquant des accidents limités en étendue, sortes de dômes elliptiques montrant l'exfoliation tectonique caractéristique du phénomène [2].

En ce qui concerne le Grand Accident, la définition ci-dessus ne s'applique pas avec rigueur. Personne n'a décrit, à ce jour, de diapir s'étendant sur d'aussi grandes distances, et offrant un tracé sinueux. De plus, à l'idée de diapir est liée celle de roches salifères, or nous savons par la coupe d'Agouti n'Ait Manah que l'accident intéresse aussi le substratum paléozoïque : il n'est donc pas limité aux formations à sels.

L'idée, qui demande vérification, est que le Grand Accident a débuté à l'origine par une flexure du genre de celles décrites par M. L. Moret, qu'ensuite les phénomènes de diapirisme sont intervenus. Ils ont pu se produire grâce à la plasticité des roches argileuses gypsifères facilement mises en mouvement par les efforts orogéniques récents et être accentués au surplus par la surcharge que constitue l'épais manteau de terrains secondaires couvrant le Paléozoïque et le Permo-Trias.

Il semble même que les phénomènes de diaspirisme décrits dans l'Atlas,

---

(1) J. Bourcart, *C. R. somm. S. G. F.*, 23 avril 1934, p. 100.

(2) L. Mrazec, *Les phénomènes de diapirisme et la géologie des gisements pétrolifères de Roumanie* (*Service géologique des Carpathes*, 1935).

qu'il s'agisse de celui de Marrakech ou de celui du Tadla, ne puissent se produire que lorsque la couverture jurassique est présente. L'accident de l'Oued Tidsi décrit voici quelques années déjà [1] en est une preuve. Il serait utile de reprendre à ce point de vue l'étude des brachyanticlinaux de Mogador : Dj. Hadid et Ali Kouràti, Dj. Amsitten, etc.

BOTANIQUE. — *Sur l'indépendance relative des grands groupes de végétaux vasculaires.* Note de MM. **Paul Bertrand** et **Paul Corsin**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Toutes les grandes classes de végétaux vasculaires : Psilotales, Lycopodiales, Sphénophyllales, Équisétales, Filicales, Ptéridospermées, Ginkgoales, Conifères, Bennettitales, Cycadales, Gnétales, Angiospermes, sont indépendantes les unes des autres. Cette indépendance, pressentie depuis très longtemps, mise hors de doute pour le règne animal par Austin H. Clark (1930), est admise depuis quelques années par la plupart des botanistes, mais sans démonstration précise. Il est possible d'en donner une démonstration satisfaisante par deux méthodes : la première fondée exclusivement sur l'anatomie et l'ontogénie des organes supports (tiges et pétioles), la seconde basée sur l'organisation de l'appareil reproducteur.

Si l'on se propose de rechercher l'ascendance des Angiospermes en se servant des caractères anatomiques, on ne peut guère s'adresser qu'aux Ptéridospermées. De plus, seules les trois familles voisines : Calamopityées, Hétérangiées, Lyginoptéridées, peuvent être prises en considération, car seules ces plantes nous offrent des caractères susceptibles de fournir une base de comparaison.

La tige du *Lyginopteris oldhamia* renferme cinq faisceaux sympodaires (ou faisceaux caulinaires) primaires, indépendants l'un de l'autre, et, donnant naissance à toutes les traces foliaires. En principe, tout faisceau foliaire ou caulinaire comprend une masse ligneuse pleine avec trachées intérieures au bois, mais plus rapprochées du bord externe. De cette structure, on peut déduire que : soit dans la plantule, soit chez les ancêtres du *Lyginopteris* ou du *Calamopitys*, le système vasculaire, sur un parcours plus ou moins long, comprenait un seul faisceau central à structure concentrique. C'est cette même organisation que nous avons rencontrée par des

[1] L. Commanay, *Contribution à l'étude de l'Accident de l'Oued Tidsi* (I), Mémoire de 18 pages, 2 planches, carte et coupes; *Diplôme d'études supérieures*, Fac. Sc. Paris, 1934.

déductions analogues chez les ancêtres de toutes les Fougères paléozoïques ou primitives (Zygoptéridées, Botryoptéridées, Osmondacées). D'ailleurs on ne trouve rien de pareil dans la plantule des Angiospermes, pour laquelle il faut admettre une abréviation très forte du développement.

On est ainsi amené à penser que les ancêtres des trois groupes en question : Fougères, Ptéridospermées, Angiospermes, avaient une organisation vasculaire très simple et que, pour découvrir un ancêtre commun à deux quelconques d'entre eux, il faut s'adresser à des formes au moins aussi simples que les Rhyniales du Dévonien moyen. Pratiquement, cela revient à dire que tous les grands groupes, quels qu'ils soient, sont indépendants les uns des autres.

En ce qui concerne l'appareil reproducteur, nous nous bornerons à rappeler que la fleur des Bennettitales est comparable point par point à la forme initiale de la fleur des Scitaminées [1]. Cette similitude d'organisation très frappante est due évidemment à des phénomènes d'homoplasie. Là encore la position terminale des ovules montre que, pour trouver un ancêtre commun aux deux types considérés, il faut remonter à des plantes analogues aux Rhyniales.

En résumé, on a en main deux méthodes distinctes conduisant invinciblement au même résultat. L'évolution n'a donc pu s'exercer qu'à l'intérieur de groupes bien délimités et, quelque brillant qu'ait été leur épanouissement, tous les rameaux d'un groupe donné sont destinés à s'éteindre un jour sans donner de nouvelle descendance.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Extraction, des feuilles de* Viburnum Tinus *L., d'un principe immédiat cristallisé, le viburnitol.* Note de MM. **Henri Hérissey** et **Gabriel Poirot**.

Au cours de recherches, d'ailleurs jusqu'à présent infructueuses, dirigées en vue de l'extraction, des feuilles de *Viburnum Tinus*, du ou des hétérosides dédoublables par l'émulsine, que la recherche biochimique utilisant ce dernier ferment y décèle, nous avons isolé, à l'état pur, un principe cristallisé qui ne nous paraît pas avoir été déjà signalé. Ce principe, dont le rendement est inférieur à 1 pour 1000 de la matière fraîche initiale, peut être préparé de la façon suivante :

Les feuilles, fraîches ou sèches, de *V. Tinus* sont traitées par l'eau bouillante; le

(1) John Mc Leen Thompson, *The theory of Scitaminean flowering* (*University press*, Liverpool, 1933, p. 108).

décocté obtenu, additionné de 3 pour 100 d'acide sulfurique, est porté à l'ébullition pendant trois heures, dans le but d'hydrolyser les holosides et hétérosides qu'il peut contenir; la liqueur hydrolysée, après filtration et neutralisation par le carbonate de calcium, est soumise à la fermentation par la levure de bière, pour éliminer les sucres résultant de l'hydrolyse. Après filtration et ébullition de quelques instants, la liqueur refroidie est déféquée par l'acétate neutre de plomb; après séparation du précipité plombique, la liqueur limpide est additionnée de sous-acétate de plomb et d'ammoniaque, ce qui détermine la formation d'un volumineux précipité blanc ou légèrement jaunâtre, dans lequel est entraîné le principe cherché. Le précipité plombique ammoniacal ainsi obtenu est essoré, mis en suspension dans l'eau et décomposé par l'acide sulfurique étendu. La liqueur aqueuse, filtrée et neutralisée, est évaporée à sec sous pression réduite; l'extrait qu'elle laisse est repris à l'ébullition à reflux par de l'alcool à 95-96°; la solution alcoolique, filtrée après complet refroidissement, est évaporée à siccité; le résidu est repris par de l'eau. Cette dernière solution, filtrée puis additionnée d'un peu de noir animal et de sulfate de sodium anhydre en quantité suffisante, donne, après quelque temps d'exposition à l'air, une poudre sèche qui est épuisée par l'acétone anhydre, à l'ébullition, dans un appareil genre Kumagawa. La liqueur acétonique laisse déposer à l'état cristallisé le principe cherché; celui-ci est purifié par plusieurs cristallisations dans l'alcool à 95-96°.

Propriétés physiques. — Le corps ainsi obtenu à l'état pur se présente sous forme d'aiguilles brillantes, incolores, longues de plusieurs millimètres.

Chauffé à 100°, dans un courant d'air sec, sous pression réduite, il perd 10,10 pour 100 de son poids, qu'il récupère intégralement en quelques jours par exposition à l'air. Il est combustible sans résidu. Il est inodore; sa saveur est très légèrement sucrée.

Préalablement desséché, il fond au bloc Maquenne et au tube capillaire à 180-181° C. (corr.).

Il est extrêmement soluble dans l'eau, assez soluble à chaud, mais très peu à froid dans l'alcool à 95°.

Son pouvoir rotatoire, en solution aqueuse, a été trouvé : $[\alpha]_D = -49°,5$ ($v = 50^{cm^3}$, $l = 4$, $p = 1^g,000$ $\alpha = -3°58'$).

Propriétés chimiques. — Le corps étudié n'est pas azoté. Sa solution est neutre au tournesol. Solide ou en solution aqueuse, il ne donne lieu à aucune coloration avec le perchlorure de fer, les acides azotique, chlorhydrique et sulfurique, l'eau de brome, la lessive de soude. La solution aqueuse à 2^g pour 100^{cm^3} additionnée de $1/10^e$ de son volume de sous-acétate de plomb ne donne aucun précipité.

La solution aqueuse ne réduit pas la liqueur cupro-potassique; il en est de même après action de l'acide sulfurique à 3 pour 100 bouillant qui n'en change pas la déviation polarimétrique.

La microanalyse élémentaire conduit, pour le corps anhydre, à la formule brute $C^6H^{12}O^5$ (identique, en particulier, à celle de la quercite) et, pour le corps cristallisé à $C^6H^{12}O^5 + OH^2$ (trouvé : 10,10 de perte pour 100; th. : 9,89).

D'autre part la cryoscopie faite dans l'eau a donné, pour la molécule du produit anhydre, la valeur 159,9 ($p = 1^g,815$, $\Delta = 0°,21$; th. pour $C^6H^{12}O^5$: 164,093).

Le corps étudié ne contient pas de radical méthoxy. Il paraît se rapprocher des polyalcools cycliques.

Nous proposons de désigner sous le nom de *viburnitol* le principe, bien défini, que nous avons ainsi isolé du *Viburnum Tinus*.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Hypertrophie du foie chez le Canard thyroïdectomisé. Rôle de la préhypophyse dans son enrichissement en lipides.* Note de M. **Jacques Benoit**, transmise par M. Maurice Caullery.

Au cours de recherches relatives à l'action de la lumière sur le développement testiculaire chez le Canard, j'observai que le foie des sujets préalablement *thyroïdectomisés* présentait généralement une hypertrophie considérable.

Le Tableau I montre que la *thyroïdectomie* a entraîné, en trois semaines, une forte augmentation pondérale du foie [$\times 2$ fois en moyenne chez trois femelles (e), et $\times 2,3$ chez trois mâles sur cinq (b)]. Cette hypertrophie est moins accusée lorsqu'après thyroïdectomie on injecte de la *thyroxine* [$\times 1,4$ seulement chez quatre femelles (f)]. Elle s'accentue, au contraire, si l'on injecte de l'*extrait préhypophysaire* aux sujets thyréoprivés [$\times 2,6$ chez trois mâles ainsi traités (c)]. Sur les coupes histologiques des foies hypertrophiés, les cellules hépatiques ont fortement augmenté de volume, et leur richesse en enclaves leur donne, après les techniques ordinaires, un aspect de dentelle d'autant plus accentué que le foie a davantage grossi. Quant à la constitution chimique des foies expérimentés, le Tableau II nous montre que la thyroïdectomie augmente notablement leur teneur en *lipides totaux* ($\times 4$ fois en moyenne chez les Canes opérées). L'administration de thyroxine diminue sensiblement ce phénomène ($\times 1,3$ seulement). En revanche la quantité de lipides totaux est très fortement accrue par l'injection, consécutive à la thyroïdectomie, d'*extrait préhypophysaire* : les foies de deux mâles expérimentés

TABLEAU 1.

	Nos des sujets.	Age (mois).	Expériences.	Durée de l'expérience (jours).	Poids du sujet (gr.). Début.	Fin.	Différence.	Poids du foie (gr.).	Poids de foie par kg. de poids du corps (gr.).
			I. — *Mâles*.						
							Poids 2 testic. (gr.)		
a....	615	7	Sujets normaux	—	—	1980	1	45	23
	690	»		—	—	1800	5,5	58,9	33
	689	»		—	—	1650	6,9	35	21
	684	»		—	—	2200	39	55,4	25
	681	»		—	—	2320	70,6	71,4	31
	...	.		.	.	....	....	....	..
				Moy. de 33 sujets :		2040		49,5	25,1
b....	656	7	Thyroïdectomisés depuis	21	2150	2100	— 50	56,3	27
	705	9		20	2300	2020	—280	103	51
	601	6		21	1875	1835	— 40	102	55
	704	9		19	1840	1720	—120	56,6	33
	600	6,5		21	2320	2240	— 80	143	64
					Moy. :	1980		101,5	46
c....	654	7	Thyroïdectomisés, puis injectés d'extrait préhypophysaire ([a])	21	1960	1950	— 10	139,5	70
	671	»		22	2750	2750	0	170	72
	648	8		18	2200	2195	— 5	145,5	66
	(701)	» ([b])		15	(2485)	(1840)	(—645)	(98,5)	(53,5)
				Moy. des 3 sujets :		2298		151,7	66
			II. — *Femelles*.						
d....	731	5	Normales	—	—	1655	—	62	37,5
	732	»		—	—	1320	—	41	31
	733	»		—	—	1445	—	41	28,3
					Moy. :	1473		48	32,3
e....	723	»	Thyroïdectomisées depuis	22	1100	1320	+220	89	67,5
	724	»		21	1510	1780	+270	106,5	60
	725	»		21	1550	1735	+185	107	61,5
					Moy. :	1612		101	63
f....	726	»	Thyroïdectomisées, puis injectées de thyroxyne ([c])	21	1240	1180	— 60	41	34,8
	727	»		20	1300	1400	+ 100	68,5	49
	729	»		19	1240	1220	— 20	61	50
	730	»		19	1790	1800	+ 10	77	42,8
					Moy. :	1400		62	44

Nota. — ([a]) Pendant 16, 18, 14 et 10 jours, correspondant à 27, 30, 23 et 17g de préhypophyse fraîche de Taureau. ([b]) Mort spontanée. ([c]) Pendant 18, 18, 16 et 16 jours, correspondant à 14,7, 15,2, 13,5 et 14mg,6 de thyroxyne (Hoffmann la Roche).

Tableau II.

Sujets.	Expériences.		Foie (gr.) total.	Foie (gr.) par kg. de poids du corps.	Lipides totaux du foie (gr.) total.	Lipides totaux du foie (gr.) par kg. de poids du corps.	Autres constituants du foie (gr.) total.	Autres constituants du foie (gr.) par kg. de poids du corps.
3 ♀	Témoins	Moy.	48	32,3	2,46	1,6	45,54	30,7
3 ♀	Thyroïdectomisées	Moy.	101	63	10,5	6,65	90,5	56,35
4 ♀	Thyroïdectomisées et injectées de thyroxine	Moy.	62	44	3,25	2,34	58,75	41,66
681	Témoins		71,4	31	3,44	1,48	67,96	29,52
684			55,4	25	1,94	0,87	53,46	24,13
		Moy.	63,4	28	2,3	1,2	60,7	26,8
648	Thyroïdectomisés et injectés d'extrait préhypophysaire		145,5	66	57,6	26,2	88	39,8
671			170	62	64,3	23,4	105,7	38,6
		Moy.	158	64	61	25	97	39,2

renfermaient 57^{g},6 et 64^{g},3 de lipides, contre 3^{g},44 et 1^{g},94 chez deux mâles témoins, soit une quantité de plus de 20 fois supérieure en moyenne à la quantité normale.

Cette forte augmentation des graisses ne suffit cependant, ni chez les mâles ni surtout chez les femelles et en particulier chez celles qui furent traitées à la thyroxine, à rendre compte de tout l'accroissement pondéral du foie. Comme l'indique le Tableau II, *d'autres constituants* du parenchyme hépatique y ont contribué et souvent en valeur absolue, pour la plus large part.

En ce qui concerne maintenant le *mécanisme* de l'hypertrophie du foie, et en limitant le problème à la question des lipides, il me paraît ressortir des résultats précédents que le fonctionnement thyroïdien entrave et que la sécrétion préhypophysaire au contraire favorise l'engraissement du foie. Les résultats des injections d'extraits préhypophysaires après thyroïdectomie et ceux aussi qu'ont obtenus Coope et Chamberlain et d'autres auteurs, chez des Mammifères donnent à penser que l'hypophyse exercerait une action directe sur la fixation des graisses par le foie. Des recherches en cours montreront si l'engraissement du foie consécutif à la thyroïdectomie est directement lié à la suppression de la fonction thyroïdienne, ou s'il résulte d'une hyperactivité de l'hypophyse, libérée par l'ablation des thyroïdes, d'un freinage que ces glandes exerceraient normalement sur elle.

IMMUNOLOGIE. — *Action neutralisante*, in vitro, *du sulfure de carbone sur la toxine tétanique*. Note [1] de M. LÉON VELLUZ, présentée par M. Hyacinthe Vincent.

Au cours de recherches relatives à la neutralisation des toxines microbiennes j'ai constaté que le sulfure de carbone peut inactiver, à un taux très minime, des doses mille fois mortelles de toxine tétanique. A ma connaissance cette propriété antitoxique curieuse n'a fait l'objet jusqu'ici d'aucune étude véritablement positive. Observé une première fois par Ehrlich et Lowenstein [2], ce phénomène d'inhibition n'a pu ensuite être reproduit par ces mêmes auteurs. Plus récemment Lowenstein a rappelé le caractère contradictoire des résultats obtenus, dont aucune conclusion n'a pu évidemment être dégagée [3].

I. J'ai additionné la toxique tétanique de quantités variables de sulfure de carbone fraîchement redistillé. Dans ces conditions on observe une chute remarquable et rapide de la propriété toxique. Après un temps de contact suffisant, l'injection de ces mélanges ne donne plus lieu, en effet, chez l'animal réceptif, à aucun symptôme de tétanos, même tardif. Le sulfure de carbone a donc la propriété de neutraliser complètement, *in vitro*, cette toxine microbienne.

Ce corps sulfuré est peu soluble dans l'eau : sa solution saturée n'en contient que 2 pour 1000. Néanmoins, son pouvoir antitoxique est tel qu'en mélangeant à parties égales cette solution (soit 2^{mg} de CS^2 par centimètre cube) et une toxine tétanique mortelle, pour le cobaye de 400^g, au millième de centimètre cube, l'animal supporte d'emblée et sans incident, au moins 2000 doses mortelles. De même, le lapin de 1800^g reçoit impunément, en injection intraveineuse, 5000 doses mortelles de la même toxine neutralisée, et probablement davantage encore.

Ce mélange, inclus en tube scellé et maintenu à la température ordinaire, devient neutre en deux semaines, en moyenne. A 6-8°, l'inactivation se produit encore, mais plus lentement. A 38°, elle est complète au troisième jour.

Les mêmes faits se reproduisent si l'on opère à des pH différents (6 à 8) ou sous pression réduite. Il importe seulement, dans ce dernier cas, de

(1) Séance du 18 août 1936.

(2) *Wiener Klinische Wchschr.*, **29**, 1916, p. 514-515.

(3) *Zentr. f. Bakter. Parasit.*, **122**, Orig., 1931, p. 295.

refroidir les mélanges à — 10, — 12° avant de sceller sous vide (15^{mm} Hg), ce qui évite tout départ important de CS^2.

Enfin il est à remarquer qu'une dose de sulfure de carbone dix fois supérieure à celle qui inhibe à coup sûr la toxine tétanique, ne produit aucune neutralisation de la toxine diphtérique, même après un mois de séjour à 38°.

II. La combinaison neutre que forme le sulfure de carbone avec la toxine tétanique est difficilement dissociable. Traitée avec précaution par l'acide chlorhydrique ou la soude diluée, ou encore par le chlorure mercurique, elle ne détermine aucun symptôme morbide chez le cobaye. Néanmoins, la toxine inactivée par cette méthode n'est pas réellement détruite : en effet, son pouvoir immunigène est conservé. On le vérifie de la manière suivante :

Dix cobayes, d'un poids moyen de 400^g, reçoivent une seule injection de 2^{cm^3} d'un mélange atoxique obtenu à 38° ($pH \neq 6$). Dix jours après cette inoculation unique, on peut leur injecter impunément dix doses mortelles de toxine pure. La propriété immunigène ainsi constatée est maintenue lorsqu'on utilise, pour préparer le mélange neutre, un taux de sulfure de carbone dix fois supérieur au taux neutralisant minimum.

Sur un lot différent d'animaux, trois injections de 2^{cm^3} du mélange ont été pratiquées à deux semaines d'intervalle. Quinze jours après la dernière injection, on a pu injecter d'emblée 4000 ou 5000 doses mortelles de toxine. Avant cette épreuve, quelques cobayes étant sacrifiés, 1^{cm^3} de leur sérum neutralisait le plus souvent 5000 doses mortelles et, dans un cas, plus de 40000. Chez le lapin, la même expérience fournit un résultat semblable.

En conséquence : 1° l'inoculation d'un mélange de toxine et de sulfure de carbone, préparé comme il est indiqué ci-dessus, est inoffensive; 2° elle détermine, chez l'animal, une forte immunité contre ladite toxine. D'autre part, le caractère précoce et les taux successifs de l'immunité obtenue par ce thiovaccin sont, dans une certaine mesure, inusités.

Outre l'intérêt théorique qui s'y rattache, les recherches qui précèdent et leurs résultats peuvent conduire à certaines applications pratiques en immunologie.

La séance est levée à $15^h 30^m$.

A. Lx.